

## К ВОПРОСУ ОБ ИЗМЕРЕНИИ ПОГЛОЩЕНИЯ СРЕДЫ ПО ЕЕ ТЕПЛОВОМУ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОМУ ИЗЛУЧЕНИЮ В ВОЛНОВОДЕ

Г. Л. Сучкин, В. Б. Цареградский

Рассмотрена зависимость спектральной мощности теплового излучения поглощающей среды, заполняющей конечный участок цилиндрического волновода, от параметров волновода и свойств самой среды. Обсуждается возможность экспериментального определения коэффициента затухания и поглощения по измеренной интенсивности тепловых шумов.

В ряде практически важных случаев (аттенюаторы, волноводы с диэлектрическим заполнением и т. д.) представляет значительный интерес экспериментальное определение коэффициента затухания для различных типов волн, распространяющихся в волноводе, и поглощения, характеризующего физические свойства среды. В статье [1] предложен принцип измерения потерь по интенсивности теплового электромагнитного излучения среды. Исходя из него, в [1], [2] рассмотрен метод измерения потерь антенн. Аналогичным путем в [3] определялись потери линии передачи для случая малых потерь на согласованном участке последней. В настоящей работе дано решение задачи об измерении коэффициента затухания и поглощения для волны, распространяющейся в цилиндрическом волноводе, заполненном однородной изотропной средой с произвольными потерями, по интенсивности теплового излучения среды.

Исследуемая система представляет собой бесконечный волновод с идеально проводящими стенками, заполненный на участке  $-l \geq z \geq 0$  средой, характеризуемой комплексными диэлектрическими и магнитными проницаемостями. Области вне поглощающей среды обозначены через  $L_1^{(\pm)}$  ( $z < -l$ ) и  $L_2^{(\pm)}$  ( $z > 0$ ), область внутри среды — через  $L_2$  ( $0 \geq z \geq -l$ ). В областях  $L_1^{(\pm)}$  диэлектрическая  $\epsilon_1$  и магнитная  $\mu_1$  проницаемости — чисто действительные величины, а в  $L_2$  — комплексные. Предполагается, что для областей  $L_1^{\pm}, L_2$  известны собственные функции и собственные значения поперечной краевой задачи. В дальнейшем все величины, относящиеся к областям  $L_1, L_2$ , отмечают индексами 1, 2 соответственно.

Как известно [4], спектральная интенсивность излучения несогласованного излучателя, подчиняющегося теореме взаимности, определяется волноводным законом Кирхгофа

$$P_{\omega} = \frac{\theta}{2\pi} \sum_n^{(\cdot)} A_n, \quad (1)$$

где  $\theta = kT$  — энергетическая температура системы,  $A_n$  — энергетический коэффициент поглощения для волны с индексом  $n$ . Значок  $(\cdot)$  означает, что суммирование ведется только по коэффициентам поглощения бегущих волн. В дальнейшем для простоты индекс волны опускается.

Из (1) следует, что для решения поставленной выше задачи достаточно найти энергетический коэффициент поглощения  $A$ , т. е. выразить его через параметры волновода и поглощающей среды  $L_2$ . Аналогичная задача решена для плоской волны, падающей на бесконечный плоский слой. Используя [5], нетрудно найти выражения для комплексных коэффициентов отражения  $p$  и передачи  $d$  на границе  $L_2$  в волноводе. Опуская промежуточные вычисления, для симметричных областей  $L_1^{(\pm)}$  получим:

$$p = \frac{r_{12}(1 - e^{-j2h_2 l})}{1 - (r_{12})^2 e^{-j2h_2 l}}; \quad (2a)$$

$$d = \frac{[1 - (r_{12})^2] e^{-jh_2 l}}{1 - (r_{12})^2 e^{-j2h_2 l}}, \quad (26)$$

где  $h_2 = \beta_2 - j\alpha$  — постоянная распространения  $n$ -ой собственной волны в среде  $L_2$ ,  $\alpha$  — коэффициент затухания,  $r_{12} = |r_{12}| e^{j\varphi} \doteq \frac{z_2 - z_1}{z_2 + z_1}$  — коэффициент отражения для полубесконечной среды в волноводе ( $l \rightarrow \infty$ ) и  $z_1, z_2$  — волновые импедансы для поперечных компонент собственной волны с одинаковым индексом в областях  $L_1^{(\pm)}$ ,  $L$  соответственно.

Из (2а, б) энергетический коэффициент поглощения определяется как

$$A = \frac{(1 - |r_{12}|^2)(1 - |r_{12}|^2 e^{-4\alpha l}) + \{2|r_{12}|^2 [\cos 2\beta_2 l - \cos 2(\beta_2 l - \varphi) + \cos 2\varphi] + (1 + |r_{12}|^4) e^{-2\alpha l}\}}{1 - 2|r_{12}|^2 e^{-2\alpha l} \cos 2(\beta_2 l - \varphi) + |r_{12}|^4 e^{-4\alpha l}}, \quad (3)$$

откуда

$$\alpha = \frac{1}{2l} \ln \frac{2b_1}{b_2 \pm \sqrt{b_2^2 + 4b_1 b_3}}, \quad (4)$$

где  $b_1 = |r_{12}|^2 [|r_{12}|^2 (A - 1) + 1]$ ;  $b_2 = 2|r_{12}|^2 [(A - 1)\cos 2(\beta_2 l - \varphi) + \cos 2\beta_2 l + \cos 2\varphi] - (1 + |r_{12}|^4)$ ;  $b_3 = 1 - |r_{12}|^2 - A$ .

Знак перед радикалом в (4) выбирается так, чтобы  $\alpha$  было положительной величиной. Если из непосредственных измерений известны  $l, \beta_2, |r_{12}|, \varphi, P_{\omega}, T^{\circ}$ , то выражения (1), (4) полностью определяют величину коэффициента затухания  $\alpha$ .

Выражение (4) можно несколько упростить, вводя в качестве дополнительного параметра, подлежащего прямому измерению, комплексный коэффициент отражения  $p$  (2а). Используя известные соотношения между энергетическими коэффициентами поглощения  $A$ , отражения  $R = |p|^2$  и прозрачности  $K = |d|^2$ , из (2а, б) получим

$$\frac{K}{R} = \frac{1 - 2|r_{12}|^2 \cos 2\varphi + |r_{12}|^4}{2|r_{12}|^2 (\operatorname{ch} 2\alpha l - \cos 2\beta_2 l)}, \quad (5)$$

откуда

$$\alpha = \frac{1}{2l} \operatorname{arc ch} \left[ \frac{R}{2K} \left( \frac{1}{|r_{12}|^2} + |r_{12}|^2 - 2\cos 2\varphi \right) + \cos 2\beta_2 l \right]. \quad (6)$$

Для экспериментального определения  $\alpha$  необходимо знать  $r_{12}, T^{\circ}, P_{\omega}, l, R, \beta_2$ . Методика определения энергетического коэффициента поглощения  $A$  в принципе ничем не отличается от рассмотренной

в [1]. Исследуемый образец помещается в волноводе, один из концов которого соединен с микроваттметром, а другой — с согласованной нагрузкой при температуре  $T^0 = 0$ . В качестве таковой может быть использована согласованная антенна, ориентированная в область Галактики с низкой температурой излучения. По измеренной спектральной плотности мощности собственных шумов, согласно (1), определяется энергетический коэффициент поглощения —  $A$ .

Величина  $R$  находится обычным способом с помощью измерительной линии. Из теории линейных четырехполюсников известно, что  $z_0 = \sqrt{z_{кс}^{вх} z_{xx}^{вх}}$ , где  $z_{кс}^{вх}$  — входной импеданс короткозамкнутого четырехполюсника, а  $z_{xx}^{вх}$  — разомкнутого; аналогичным путем с помощью измерительной линии можно найти волновые импедансы  $z_1$ ,  $z_2$  и вычислить  $r_{12}$ .

Для определения  $\beta_2$  следует измерить длину волны в однотипном по свойствам материала образце, специально подготовленном для работы на измерительной линии.

В некоторых случаях можно избежать измерения волнового числа в поглощающей среде и коэффициента отражения  $r_{12}$ . Если

$$\frac{R}{4K} \left( \frac{1}{|r_{12}|^2} + |r_{12}|^2 - 2\cos 2\varphi \right) \gg \cos 2\beta_2 l, \quad (7)$$

то в (6) можно пренебречь осциллирующим членом, содержащим  $\cos 2\beta_2 l$ . Ошибка в определении  $\alpha$  при этом составит

$$\Delta\alpha = \frac{\cos 2\beta_2 l}{2l \operatorname{ch} 2\alpha l} \left\{ \left[ \frac{R}{2K} \left( \frac{1}{|r_{12}|^2} + |r_{12}|^2 - 2\cos 2\varphi \right) + \cos 2\beta_2 l \right]^2 - 1 \right\}^{-\frac{1}{2}}. \quad (8)$$

Согласно (5) условие (7) равносильно требованию  $\operatorname{ch} 2\alpha l \gg \cos 2\beta_2 l$ . Это означает, что благодаря большой длине образца  $l$  на любой из границ  $L_{\frac{1}{2}}^{(\pm)}$  можно пренебречь отраженными волнами, приходящими от противоположной границы. Поэтому  $R \cong |r_{12}|^2$ , и для определения коэффициента затухания  $\alpha$  в этом случае достаточно измерить  $l$ ,  $P_{\omega}$ ,  $p \cong r_{12}$  и температуру исследуемого тела  $T^0$ .

При  $|r_{12}| \ll 1$  из (3) следует:

$$\alpha = \frac{1}{2l} \ln \frac{1}{1-A} \quad (9)$$

(случай, рассмотренный подробно в [3], [4]); при этом для определения  $\alpha$  необходимы только три параметра  $l, P_{\omega}, T^0$ . Если поглощение мало ( $A \ll 1$ ), то  $\alpha = A/2l$ . Коэффициент затухания  $\alpha$  определяется структурой поля собственной волны и зависит от ее индекса  $n$ . Диссипативные свойства среды обычно характеризуются либо тангенсами углов электрических и магнитных потерь  $\operatorname{tg} \delta_{\epsilon} = \epsilon''/\epsilon'$ ,  $\operatorname{tg} \delta_{\mu} = \mu''/\mu'$ , либо мнимыми составляющими соответствующих комплексных диэлектрических и магнитных проницаемостей  $\epsilon = \epsilon' - j\epsilon''$ ,  $\mu = \mu' - j\mu''$ . Величины  $\epsilon''$  и  $\mu''$  всегда можно найти по измеренным значениям  $\alpha$  и  $\beta$  для определенного типа волны.

Рассмотрим, например, простейший случай коаксиального волновода, возбужденного на главной волне. Как известно, для главных волн  $h_2 = k_0$  и измерения  $\alpha, \beta$  дают, с точностью до конечной проводимости стенок, информацию о распространении плоской однородной волны в неограниченном пространстве, заполненном средой с теми же  $\epsilon$  и  $\mu$ .

Используя [5] и опуская промежуточные вычисления, получим:

$$\mu'' = \frac{\eta_1}{\omega^2 \varepsilon'}; \quad \varepsilon'' = \frac{\eta_1}{\omega^2 \mu'} \quad (10)$$

где

$$\eta_1 = \alpha\beta + \sqrt{\alpha^2\beta^2 + \omega^2 \varepsilon' \mu' (\omega^2 \varepsilon' \mu' + \beta^2 - \alpha^2)}$$

Как известно [6], методы измерения  $\beta$ ,  $\varepsilon'$ ,  $\mu'$  достаточно хорошо разработаны и позволяют производить экспериментальное определение указанных величин с ошибкой, не превышающей 1%. Вместе с тем измерение потерь в веществе сопряжено с значительно большими трудностями. Так, например, определение угла потерь в сантиметровом диапазоне при  $\mu'' \approx 0$  стандартными методами выполняется с ошибкой порядка  $10 \div 20\%$ , а прецизионными методами с ошибкой около 5% [7]. Последнее обстоятельство в значительной степени обусловлено тем, что ошибки измерения существенно зависят от стабильности генераторов по мощности и по частоте.

Поэтому по мере увеличения частоты — в миллиметровом и субмиллиметровом диапазоне — трудности, с которыми связаны измерения потерь, значительно возрастают (в частности, оказываются полностью непригодными резонансные методы [7]).

Рассматриваемый в настоящей работе метод определения коэффициента затухания связан с непосредственным измерением геометрической величины  $l$ , энергетических величин  $T, P_\omega$  и электродинамических —  $r_{12}, \beta_2$ .

Из числа электродинамических величин только измерение  $r_{12}$  осуществляется с относительно небольшой точностью порядка  $7 \div 10\%$ . Однако, как показывает анализ выражения (8), при надлежащем выборе длины  $l$  в случае малых потерь влияние этой ошибки может быть минимальным. Если выполнено условие (7), то из трех электродинамических величин достаточно измерить только коэффициент отражения  $p \cong r_{12}$ , который может быть найден с ошибкой, не превышающей 1%, а влиянием члена, содержащего  $\beta_2$ , можно пренебречь.

Измерение энергетических параметров, на наш взгляд, обладает некоторыми преимуществами по сравнению с существующими методами, поскольку оно не связано с использованием специальных задающих генераторов постоянной мощности, а изменение  $T$  за время измерения при достаточно хорошем термостате ничтожно из-за большой тепловой инерционности системы.

Основная ошибка в измерении энергетических величин обусловлена ошибками, вносимыми микроваттметром. При  $T^\circ = 300^\circ$ ,  $A = 0,5$ ,  $R = 0,3$  и  $l \sim 10$  см для стандартных микроваттметров сантиметрового диапазона величина  $A$  измеряется с ошибкой порядка  $3 \div 5\%$  (1), коэффициент затухания  $\alpha$  (согласно (6) с учетом (8)) определяется с ошибкой порядка  $0,7 \div 1,5\%$ , а  $\mu''$ ,  $\varepsilon''$  — с ошибкой около 10% (см. (10)).

Таким образом, излагаемый выше метод может использоваться наряду с существующими в сантиметровом диапазоне частот и имеет определенные преимущества как при измерении малых потерь, так и с точки зрения перспективности в области измерения поглощения на миллиметровых и субмиллиметровых волнах.

Особенности измерения спектральной интенсивности мощности  $P_\omega$  при условии приема микроваттметром полосы частот  $\Delta\nu$  в настоящей работе не рассматриваются.

В заключение считаем необходимым выразить свою признательность В. С. Троицкому за постановку и обсуждение задачи.

## ЛИТЕРАТУРА

1. В. С. Троицкий, ЖТФ, **26**, 485 (1956).
2. В. С. Троицкий, Радиотехника и электроника, **1**, 601 (1956).
3. А. М. Стародубцев, Уч. зап. Горьковского университета, **35** (сер. физ.), 38 (1957).
4. С. М. Рытов, Теория электрических флюктуаций и теплового излучения, изд. АН СССР, М., 1953.
5. Дж. А. Страттон, Теория электромагнетизма, ОГИЗ ГТИ, М., 1948.
6. Техника измерения на сантиметровых волнах, **2**, изд. Сов. радио, М., 1949.
7. Р. А. Валитов, В. Н. Сретенский, Радиоизмерения на сверхвысоких частотах, Воениздат, М., 1951.

Исследовательский радиофизический институт  
при Горьковском университете

Поступила в редакцию  
18 февраля 1958 г.